

Versuche über die Verdampfung.

Von dem w. M. J. Stefan.

Die bisher über die Verdampfung von Flüssigkeiten ausgeführten Versuche haben nicht zu Ergebnissen geführt, welche sich in die Form von bestimmten physikalischen Gesetzen hätten bringen lassen. Es leiden diese Versuche alle an dem Fehler, dass sie nicht unter hinreichend einfachen mathematisch ausdrückbaren und planmässig variirten Bedingungen angestellt worden sind. Der Mangel einer präzisen theoretischen Vorstellung von dem Wesen des Verdampfungsprocesses war auch für die experimentelle Entwicklung der Lehre von der Verdampfung ein Hinderniss.

Ich habe nun eine Reihe von Versuchen ausgeführt in der Absicht, diese bedeutende Lücke in der Physik auszufüllen. Durch dieselben ist zwar die gestellte Aufgabe noch nicht vollständig gelöst. Die Versuche werden noch einer mehrfachen Wiederholung bedürfen, damit die aus ihnen gezogenen Resultate, namentlich die numerischen Werthe der auf die Natur der Dämpfe sich beziehenden neuen Constanten die nöthige Sicherheit gewinnen. Ferner wird die Ausdehnung der Versuche auf die vielen verschiedenen Flüssigkeiten noch einen grossen Aufwand von Arbeit erfordern. Ich veröffentliche gleichwohl das bisher von mir Gefundene namentlich, weil ich die Fortsetzung gewisser Versuche zu verschieben genöthigt bin.

Während frühere Experimentatoren wohl wegen des meteorologischen Interesses fast ausschliesslich sich nur mit der Verdampfung des Wassers beschäftigten, erschienen mir gerade Versuche mit dieser Flüssigkeit am wenigsten zur Erreichung des gesteckten Zieles, der Auffindung allgemeiner Gesetze, geeignet. Das Wasser verdampft bei gewöhnlicher Temperatur zu

langsam, die Vergrösserung der zu messenden Mengen durch Verlängerung der Beobachtungszeit ist nicht ausführbar, da die Verdampfungsgeschwindigkeit nicht nur von der Temperatur, sondern ausserdem noch von dem Feuchtigkeitsgehalte der Luft abhängig und es schwer ist, diese beiden Grössen durch eine längere Zeit im Beobachtungsraume constant zu erhalten. Auch ist der Dampfdruck des Wassers bei gewöhnlicher Temperatur sehr klein gegen den Luftdruck, und können gewöhnliche Verdunstungsversuche das Gesetz der Abhängigkeit der Verdampfungsgeschwindigkeit vom Dampfdrucke nicht erkennen lassen, da es gerade darauf ankommt, letztere Grösse bedeutend zu variiren.

Es empfiehlt sich aus diesen Gründen, eine flüchtigere Flüssigkeit zu den Versuchen zu wählen und zwar eine Flüssigkeit, welche Wasserdampf aus der Luft entweder gar nicht oder nur in sehr kleiner Menge aufzunehmen im Stande ist, wie z. B. Äther, Schwefelkohlenstoff.

Dass man mit solchen Flüssigkeiten nicht schon längst Versuche angestellt, mag wohl der Umstand Ursache sein, dass die Raschheit ihrer Verdampfung eine bedeutende Erniedrigung der Temperatur ihrer Oberfläche zur Folge hat und die Bestimmung dieser Temperatur nicht gut ausführbar ist. Um diesen Uebelstand so viel als möglich zu vermeiden, wählte ich als Verdunstungsgefässe nicht weite Schalen, wie man es bisher gethan, sondern verhältnissmässig enge Röhren. Die Kleinheit des Querschnittes der verdampfenden Flüssigkeit macht es möglich, dass diese ihren Wärmeverlust leichter aus der Umgebung decken kann. Es wird zwar die Oberfläche immer etwas niedriger temperirt sein, als die Umgebung selbst, es genügt jedoch, wenn diese Differenz unter die Grösse anderer nicht leicht vermeidlicher Störungen und Fehler tritt.

Die Versuche über die Verdampfung aus offenen in freier Luft aufgestellten Röhren haben zuerst zu zwei sehr einfachen auf die geometrischen Verhältnisse des Experiments Bezug nehmenden Gesetzen geführt.

Die Geschwindigkeit der Verdampfung einer Flüssigkeit aus einer Röhre ist dem Abstände des

Niveau's der Flüssigkeit vom offenen Ende verkehrt proportional.

Dieses Gesetz tritt in voller Schärfe zum Vorschein, selbst bei sehr rascher Verdampfung, wenn die Niveaudistanz etwa 10 Mm. übersteigt. Bei kleinerer Niveautiefe treten leicht Störungen, wie z. B. eine Temperaturerniedrigung auf, welche die Erlangung sicherer Resultate nicht gestatten.

Die Verdampfungsgeschwindigkeit ist unabhängig vom Durchmesser der Röhre.

Dieses Resultat ergab sich aus Versuchen mit Röhren, deren Durchmesser von 0.6 Mm. bis 6 Mm. variirten.

Die nächste Aufgabe bildete die Ermittlung der Abhängigkeit der Verdampfungsgeschwindigkeit von der Temperatur, speciell von dem jeder bestimmten Temperatur entsprechenden Maximum der Spannkraft des aus der Flüssigkeit sich entwickelnden Dampfes.

In Bezug auf diese Abhängigkeit hat Dalton das Gesetz aufgestellt, dass die Verdampfungsgeschwindigkeit dem erwähnten Maximum proportional ist. Meine Versuche treten diesem Gesetze entschieden entgegen, hingegen harmoniren sie mit dem folgenden:

Die Verdampfungsgeschwindigkeit ist proportional dem Logarithmus eines Bruches, dessen Zähler der Luftdruck, dessen Nenner der um das Maximum der Dampfspannung verminderte Luftdruck ist.

Das Dalton'sche Gesetz bildet gewissermassen die erste Approximation an das soeben Aufgestellte. Ist die Dampfspannung klein gegen den Luftdruck, so kann man obigen Logarithmus ersetzen durch den Quotienten aus der Dampfspannung und dem Luftdrucke. Im Allgemeinen aber ist nach dem neuen Gesetze das Ansteigen der Verdampfungsgeschwindigkeit mit der Temperatur ein rascheres, als das Wachsthum des Maximums des Dampfdruckes. Ja für den Fall, als dieses Maximum gleich wird dem Luftdrucke, wird nach dem neuen Gesetze die Verdampfungsgeschwindigkeit unendlich gross und bezeichnet das Gesetz damit den Eintritt eines neuen Processes, nämlich des Siedens der Flüssigkeit.

Die zweite Abtheilung dieser Abhandlung enthält die theoretische Discussion der im ersten Theile aufgeführten Versuche und Resultate. Der Verdampfungsprocess ist zu zerlegen in zwei, in die Emission der Dampftheilchen aus der Oberfläche der Flüssigkeit und in die Diffusion dieser Theilchen durch die über der Flüssigkeit befindliche Luft. Die Aufgabe der Theorie besteht zunächst in der Aufstellung der Differentialgleichungen für die Diffusion des Dampfes, dann in der Auffindung einer für die Oberfläche der Flüssigkeit geltenden Gleichung.

Die Gleichungen für die Bewegung des Dampfes durch die Luft sind dieselben, wie die Gleichungen für die Bewegung zweier Gase durch einander, welche Gleichungen ich in einer früheren Abhandlung abgeleitet und zur Berechnung der über die Diffusion von Gasen angestellten Versuche angewendet habe. Die Grundsätze, auf welche ich diese Ableitung gegründet, sind folgende. Die bewegenden Kräfte, welche auf die Theilchen eines Gases in einem Gemenge wirken, sowohl äussere als auch jene, welche aus den Druckdifferenzen entspringen, sind so in Rechnung zu setzen, als ob dieses eine Gas allein in dem vom Gemenge erfüllten Raume vorhanden wäre. Es ist dieser Satz eine Erweiterung des für die Aërostatik giltigen Dalton'schen Principis auf die Probleme der Aërodynamik. Der Einfluss eines zweiten in demselben Raume vorhandenen Gases auf die Bewegung des ersten aber wird bestimmt durch folgende Annahme: Jedes Theilchen eines Gases, welches sich durch ein zweites Gas bewegt, erfährt von diesem einen Widerstand, welcher proportional ist der Dichte dieses zweiten Gases und der relativen Geschwindigkeit beider.

Die auf diese Art gewonnenen Gleichungen, specialisirt für den Fall der in der ersten Abtheilung beschriebenen Versuche, liefern alsogleich die ersten zwei über die Abhängigkeit der Verdampfungsgeschwindigkeit von der Tiefe des Niveaus und vom Durchmesser der Röhre gefundenen Gesetze. Sie liefern auch noch das dritte Gesetz, welches für die Abhängigkeit der Verdampfungsgeschwindigkeit von dem Maximum der Dampfspannung aufgestellt wurde, wenn man annimmt, dass die Dampfspannung an der Oberfläche der Flüssigkeit selbst immer

dem bezeichneten Maximum gleich, also die unmittelbar auf der Flüssigkeit liegende Luftschichte mit Dampf gesättigt ist.

Damit ist zugleich die für die Oberfläche der Flüssigkeit gültige einfache Grenzbedingung gewonnen.

Die aufgestellten Gleichungen gestatten nunmehr auch die Berechnung der jedem Paare von Gasen eigenthümlichen Constanten, welche man Diffusionscoëfficient nennt. Dieser ist für Ätherdampf-Luft $= 0.082$, für Schwefelkohlenstoffdampf-Luft $= 0.099$ und beziehen sich diese Zahlen auf Centimeter als Längen-, Secunde als Zeiteinheit.

In der Abhandlung über die dynamische Theorie der Diffusion der Gase habe ich den Widerstand, welchen ein Gastheilchen bei der Bewegung durch ein zweites Gas erfährt, als Function der Massen und Durchmesser der Molecüle und ihrer Temperatur berechnet. Mit Hilfe der dort gefundenen Formeln ist man im Stande, aus den Diffusionscoëfficienten die für jedes Gas charakteristische mittlere Länge des Weges, welchen ein Molecül von einem Zusammenstosse mit einem andern Molecül bis zu dem nächsten Zusammenstosse macht, zu berechnen.

Nimmt man die mittlere Weglänge für Luft, wie ich sie in der citirten Abhandlung aus den von Loschmidt ausgeführten Diffusionsversuchen berechnet habe $= 0.0000071$ Cm., so erhält man aus den obigen Diffusionscoëfficienten die mittlere Weglänge für Ätherdampf $= 0.0000023$, für Schwefelkohlenstoffdampf $= 0.0000032$.

Die mittlere Weglänge für ein bestimmtes Gas ist abhängig von der Grösse seiner Molecüle und steht mit dem Querschnitte dieser in verkehrtem Verhältniss. Man kann daher aus den soeben angeführten Zahlen das Verhältniss der Molecüldurchmesser ableiten und erhält den Durchmesser eines Äthermolecüls nahe 1.2mal grösser als den eines Schwefelkohlenstoffmolecüls und das Volumen des ersten 1.67mal grösser als das des zweiten.

Die Dichte des flüssigen Äthers ist 220mal grösser als die normale Dichte seines Dampfes, die Dichte des flüssigen Schwefelkohlenstoffs 374mal grösser, als die seines Dampfes. Nehmen wir an, die Molecüle im flüssigen Äther und Schwefelkohlenstoff seien so aneinander geschmiegt, dass sie den von der Flüssigkeit occupirten Raum vollständig ausfüllen. Dann müssen, weil

gleiche Dampfvolumina bei demselben Drucke und derselben Temperatur gleich viel Molecüle enthalten, die Volumina der Äther- und Schwefelkohlenstoffmolecüle sich zu einander verhalten, wie 374 zu 220 und der Quotient dieser beiden Zahlen 1.70 steht in grosser Uebereinstimmung mit dem früher gefundenen Werthe 1.67.

Unter der über die Lagerung der Molecüle in einer Flüssigkeit gemachten Annahme lässt sich aus der für einen Dampf gefundenen mittleren Weglänge und aus dem Verhältnisse der Dichten des Dampfes und der Flüssigkeit der absolute Werth des Molecüldurchmessers ableiten. Man erhält für Äther denselben $= 0.000000089$ Cm., für Schwefelkohlenstoff $= 0.000000073$. Aus jeder dieser Zahlen kann man mit Hilfe des Verhältnisses der mittleren Weglängen den Durchmesser eines Luftmolecüls ableiten. Beide liefern dafür denselben Werth 0.000000049 Cm. Ein Luftmolecül ist natürlich als eine Art Mittelwerth der Stickstoff- und Sauerstoffmolecüle aufzufassen.

In der dritten Abtheilung der Abhandlung wird eine zweite Art von Versuchen beschrieben, welche sich auf die Verdampfung in geschlossenen Röhren beziehen. Taucht man eine Röhre, die an einem Ende geschlossen, am andern offen, mit diesem Ende in Äther, so entwickeln sich fortwährend Blasen anfangs rascher, später langsamer, und zwar befolgt diese Blasenentwicklung ein sehr einfaches Gesetz: Die Zeiten, in welchen sich auf einander folgend gleiche Anzahlen von Blasen entwickeln, verhalten sich wie die ungeraden Zahlen.

Enthält die eingetauchte Röhre Wasserstoffgas statt Luft, so entwickelt sich dieselbe Anzahl von Blasen in einer viermal kürzeren Zeit. Insofern die Anzahl der entwickelten Blasen ein Mass für die Menge des gebildeten Dampfes bildet, folgt daraus, dass die Verdampfung des Aethers in Wasserstoffgas viermal rascher vor sich geht als in Luft.

Es schien mir wichtig, dieses neue Resultat noch durch einen zweiten Versuch nach Art der in der ersten Abtheilung beschriebenen sicher zu stellen. Ich habe einen einfachen Apparat zusammengestellt, welcher es erlaubt, eine Flüssigkeit in jedem beliebigen Gase verdampfen zu lassen und zwar unter denselben Bedingungen, unter welchen die Verdampfung in der

freien Luft vor sich geht. Ein Versuch mit diesem Apparate hat gelehrt, dass der Äther in einer Wasserstoffatmosphäre aus einem Röhrchen 3·7 Mal rascher verdunstet, als in Luft. Ist auch die Übereinstimmung zwischen den zwei Versuchen keine besonders grosse, so genügt sie doch zur Sicherstellung dieser neuen Thatsache.

Über die Verdampfung in geschlossenen Röhren habe ich noch eine andere Art von Versuchen gemacht, welche sich auch zu absoluten Bestimmungen eignen. Taucht man eine mit einem Hahn versehene Röhre mit offenem Hahn in Äther und schliesst darauf den Hahn, so sinkt das Niveau der Flüssigkeit in der Röhre unter das äussere, und die Tiefen, bis zu denen das innere Niveau in bestimmten Zeiten sinkt, verhalten sich wie die Quadratwurzeln aus diesen Zeiten.

Man erkennt leicht, dass dieses Gesetz im Wesen mit dem früher über die Blasenentwicklung ausgesprochenen übereinstimmt. Beide gelten jedoch nicht unbedingt für alle beliebige Zeiten, sondern nur für den Beginn des Processes. Man kann sie als genau annehmen, bis etwa halb so viel Dampf in der Röhre sich entwickelt hat, als sich überhaupt bis zur Sättigung entwickeln kann. Sie gelten, wie die Theorie dieser Versuche lehren wird, in aller Strenge für eine unendlich lange Röhre, und eine Abweichung wird so lange nicht merkbar, so lange der Partialdruck des am geschlossenen Ende der Röhre angelangten Dampfes innerhalb der Beobachtungsfehler liegt.

Die Theorie dieser Versuche, so wie die Anwendung derselben zur Bestimmung der Diffusionscoefficienten will ich erst in einer nächsten Abhandlung vorführen. Ich habe die Versuche schon in dieser beschrieben, da sie mir an und für sich von Interesse zu sein scheinen.

Hingegen habe ich in dieser Abhandlung einen anderen Punkt nur theoretisch erörtert, ohne noch diese Erörterung experimentell geprüft zu haben. Da die Natur des Gases, in welchem eine Flüssigkeit verdampft, auf die Geschwindigkeit der Verdampfung von wesentlichem Einfluss ist, so darf man strenge genommen bei der Discussion der Versuche über die Verdampfung in Luft diese nicht als ein einfaches Gas betrachten,

sondern als ein Gemenge, und wenn man nur die Hauptbestandtheile der Luft, Stickstoff und Sauerstoff in Betracht zieht, als ein Gemenge von zwei Gasen. Die früher aufgestellten Gleichungen lassen sich leicht der Art erweitern, dass auch dieser Fall der Rechnung unterzogen werden kann. Es ergibt sich nun das interessante Resultat, dass die Verdampfung einer Flüssigkeit in einem Gasgemenge eine Aenderung des Mischungsverhältnisses seiner Bestandtheile zur Folge hat, der Art, dass immer das diffusiblere Gas in der Nähe der verdampfenden Flüssigkeit im relativen Ueberschusse gegen das andere sich befindet.

Lässt man also eine Flüssigkeit in einer mit Knallgas gefüllten Röhre verdampfen, so wird der Wasserstoffgehalt des Gemenges in der Nähe der Flüssigkeit ein relativ grösserer sein als in den andern Theilen der Röhre.

Wie es sich mit der Luft verhält, lässt sich leider aus den bisher gemachten Versuchen nicht mit Sicherheit voraussagen. Legt man die Graham'schen Beobachtungen über die Bewegung der Gase durch Capillarröhren der Berechnung der Diffusionscoefficienten eines Dampfes und des Stickstoffs oder Sauerstoffs zu Grunde, so findet man den Unterschied zwischen denselben sehr klein und zwar den Diffusionscoefficienten des Stickstoffs grösser. Daraus würde folgen, dass die Luft in der Nähe einer verdampfenden Flüssigkeit relativ stickstoffreicher ist. Hingegen gelangt man gerade zu dem entgegengesetzten Resultate, wenn man die Versuche von Loschmidt den Berechnungen zu Grunde legt, in welchem Falle man den Diffusionscoefficienten für Sauerstoff merklich grösser erhält als den für Stickstoff.

Aus dem geringen Unterschiede zwischen dem Verhalten des Stickstoffs und Sauerstoffs folgt nun noch, dass man bei den Diffusionsprocessen die Luft wie ein einfaches Gas behandeln kann, ohne einen merklichen Fehler zu begehen.

A. Versuche über die Verdampfung aus offenen Röhren.

Die Verdampfungsgefäße sind Glasröhrchen, mit Millimetertheilungen versehen, der Art, dass das offene Ende der Röhre mit dem Nullpunkt der Theilung zusammenfällt. Sie werden in einen Träger gespannt und vertical aufgestellt in einem geräumigen Zimmer, in welchem durch Offenhalten eines Fensters auch eine fortwährende Lüfterneuerung ermöglicht ist.

Die Röhre wird bis nahe an den Rand mit der Flüssigkeit gefüllt. So wie diese verdampft, sinkt ihr Niveau, und die Geschwindigkeit dieses Sinkens bildet ein Mass für die Geschwindigkeit der Verdampfung. Die Beobachtung besteht also in der Bestimmung der Zeiten, in welchen die Flüssigkeit in der Röhre gewisse an der angebrachten Scala messbare Veränderungen des Niveaus erfährt.

Die erste der zu lösenden Fragen bezieht sich auf die Abhängigkeit der Verdampfungsgeschwindigkeit von den geometrischen Verhältnissen des Versuchs d. i. von der Tiefe des Niveaus der Flüssigkeit und von dem Durchmesser der Röhre.

Um das Gesetz zu finden, nach welchem die Verdampfungsgeschwindigkeit von der Tiefe des Niveau's abhängt, wurden die Zeiten beobachtet, welche zum Verdampfen ein und derselben Flüssigkeitsmenge aus verschiedenen Tiefen nothwendig waren. Die verdampfende Flüssigkeit war bei den folgenden Versuchen Äther.

I. Versuch.

Durchmesser der Röhre 2.64 Mm.

Barometerstand 746 Mm.

Temperatur 23°9.

Das Niveau sank von

9 Mm. Tiefe auf 11 Mm. in	8' 30"
14 " " "	16 " " 12' 25"
19 " " "	21 " " 16' 20"
24 " " "	26 " " 21' 5"
29 " " "	31 " " 25' 5"

Unter der Tiefe des Niveau's ist der Abstand des tiefsten Punktes desselben von dem offenen Ende der Röhre verstanden.

Die mittleren Tiefen des Niveau's, aus denen in den angeführten Zeiten dieselbe Flüssigkeitsmenge von je 2 Mm. Höhe verdampfte, sind

10, 15, 20, 25, 30 Mm.

verhalten sich also zu einander, wie die Zahlen 2, 3, 4, 5, 6. Dividirt man durch diese der Reihe nach die beobachteten Zeiten, so erhält man

$$8' 30'' : 2 = 4' 15''$$

$$12' 25'' : 3 = 4' 8''$$

$$16' 20'' : 4 = 4' 5''$$

$$21' 5'' : 5 = 4' 13''$$

$$25' 5'' : 6 = 4' 11''$$

Bis auf Abweichungen, welche durch die Fehler der Beobachtung verursacht sein können, ist der berechnete Quotient eine constante Zahl und liefert diese Tabelle das einfache Gesetz, dass zur Verdampfung derselben Flüssigkeitsmenge aus der n -fachen Tiefe die n -fache Zeit erforderlich ist oder das Gesetz: Die Verdampfungsgeschwindigkeit ist der Tiefe des Niveaus der Flüssigkeit unter dem Rande der Röhre verkehrt proportional.

Dieses Gesetz liefert noch schärfer der folgende mit einer weiteren Röhre gemachte

II. Versuch.

Durchmesser der Röhre 6.16 Mm.

Barometerstand 747 Mm.

Temperatur 22°

Das Niveau der Flüssigkeit sank

von 9 Mm. Tiefe auf 11 Mm. in 9' 50"

" 14 " " " 16 " " 14' 55"

" 19 " " " 21 " " 19' 45"

" 24 " " " 26 " " 24' 40"

" 34 " " " 36 " " 34' 15"

" 44 " " " 46 " " 44' 15"

Die auf einander folgenden mittleren Tiefen des Niveau sind

10, 15, 20, 25, 35, 45 Mm.

und verhalten sich zu einander, wie die Zahlen 2, 3, 4, 5, 7, 9. Die beobachteten Zeiten geben durch diese Zahlen dividirt die Quotienten

4' 55"

4' 58"

4' 56"

4' 54"

4' 55"

Solche Übereinstimmung in den Zahlen kann natürlich nur dann erzielt werden, wenn während der ganzen Dauer des Versuches die Temperatur unverändert bleibt. Ich wählte zu den Versuchen nur ganz trübe Tage.

Bei beiden Versuchen beginnt die Beobachtung bei der Niveautiefe von 9 Mm. Ich bemerke hier, dass für kleinere Tiefen dasselbe Gesetz zu constatiren nicht gelang. Die Verdunstung des Äthers ist bei kleinen Niveautiefen so rasch, dass die Temperatur seiner Oberfläche merklich niedriger ist, als bei langsamerer Verdampfung.

Es schlägt sich auch Dampf an den obern Theilehen der Röhre in Tröpfchen nieder, welche die Regelmässigkeit der Bedingungen stören. Die Verdampfung erscheint desshalb bei geringeren Tiefen des Niveau's langsamer als sie nach obigem Gesetze sein sollte. Ein Aufsteigen der Flüssigkeit nach der Röhrenwand in Folge gebildeter Tröpfchen kann aber auch unter Umständen eine schnellere Verdampfung zur Folge haben.

Um die Abhängigkeit der Verdampfungsgeschwindigkeit von dem Durchmesser der Verdampfungsröhre zu finden, wurden gleichzeitig zwei Röhren von verschiedenem Durchmesser mit Äther gefüllt und wieder die Zeiten beobachtet, in welchen die Flüssigkeit in den Röhren gleiche Änderungen in ihrem Niveau-stande erfuhr.

III. Versuch.

Durchmesser der ersten Röhre 2.34 Mm.

Durchmesser der zweiten Röhre 0.94 Mm.

Das Niveau sank in der ersten Röhre

von 15 Mm. Tiefe auf 20 Mm. in	36' 40"
" 10 " " 25 " "	47' 10"
" 25 " " 30 " "	58' 0"

Dieselben Veränderungen erlitt das Niveau in der zweiten Röhre in beziehlich

37' 10"
46' 30"
58' 20"

Es unterscheiden sich diese Zeiten von den bei der ersten Röhre beobachteten nur um Grössen, welche durch die Fehler der Beobachtungen erklärt werden können.

Dasselbe Resultat liefert der folgende mit zwei sehr verschiedenen Röhren ausgeführte

IV. Versuch.

Durchmesser der ersten Röhre 6.16 Mm.

Durchmesser der zweiten Röhre 0.64 Mm.

Das Niveau sank in der ersten Röhre

von 10 Mm. bis 15 Mm. in	31' 50"
" 15 " " 20 " "	44' 15"
" 35 " " 40 " "	1 ^h 36' 30"

und dieselben Veränderungen erlitt das Niveau in der zweiten Röhre in

31' 45"
44' 30"
1^h 37' 0"

Aus diesen zwei Versuchen folgt also das Gesetz: Die Verdampfungsgeschwindigkeit ist unabhängig vom Querschnitt der Röhre.

Auch dieses Resultat erhält man nur, wenn die Temperatur während der Beobachtung unverändert bleibt. Bei steigender Temperatur des Beobachtungsraumes eilt die Verdampfung in engen Röhren der in weiten voran, hingegen geht bei sinkender Temperatur die Verdampfung in der weiteren Röhre schneller vor sich als in der engeren. Es erklärt sich dies aus der grös-

seren thermometrischen Trägheit der Flüssigkeitsmasse in der weiten Röhre.

Durch diese Versuche wird die Frage, ob die Gestalt der Flüssigkeitsoberfläche einen Einfluss auf die Verdampfung übe, nicht erledigt. Da die Versuche so angestellt sind, dass die Flüssigkeit aus verhältnissmässig grossen Tiefen verdampft, so tritt der gedachte Einfluss in ihnen nicht hervor. Auf diese Frage können nur Versuche über die Verdampfung aus geringeren Tiefen Antwort geben. Auch kommt bei diesen Versuchen der Einfluss der Reibung nicht zum Vorschein.

Nachdem durch die vorhergehenden Versuche die Abhängigkeit der Verdampfungsgeschwindigkeit von den geometrischen Bedingungen des Experimentes bestimmt ist, bleibt noch der Einfluss der physikalischen Verhältnisse zu untersuchen übrig, das ist der Einfluss der Temperatur der verdampfenden Flüssigkeit, der Temperatur, der Zusammensetzung und des Druckes der Luft.

Was die Abhängigkeit der Verdampfungsgeschwindigkeit von der Zusammensetzung der Luft, speciell von ihrem Feuchtigkeitsgehalte, ferner von ihrem Drucke anbetrifft, so ist eine directe Ermittlung derselben aus Versuchen in freier Luft nicht leicht. Die vorkommenden Variationen dieser Grössen und die damit zusammenhängenden Änderungen der Verdampfungsgeschwindigkeit sind so klein, dass nur aus zahlreichen, ausserordentlich genauen Versuchen die Art der Wechselbeziehung abgeleitet werden könnte.

Ebenso kann sich der Einfluss der Temperatur, insofern von ihr die Dichte der Luft und die Intensität ihrer Molecularbewegung abhängig ist, nur in sehr geringem Masse kund geben, wenn sich die Versuche nicht auf beträchtlich verschiedene Temperaturen beziehen. Das Gesetz desselben lässt sich aus den bisher von mir angestellten Versuchen nicht ableiten, diese lassen nur so viel erkennen, dass durch die Temperaturerhöhung der Luft allein die Geschwindigkeit der Verdampfung vergrössert wird.

Ebenfalls von geringer Bedeutung ist der Einfluss der mit steigender Temperatur verbundenen Dichtigkeitsänderung der Flüssigkeit und lässt sich die deshalb nöthige Correction an den Beobachtungsergebnissen leicht vornehmen.

Hingegen ist der Einfluss der Temperatur der Flüssigkeit von sehr grosser Bedeutung insofern, als von der Temperatur die Spannkraft der aus der Flüssigkeit sich entwickelnden Dämpfe abhängig ist, welche Spannkraft bei flüchtigeren Flüssigkeiten sehr rasch mit der Temperatur sich verändert. Zunächst bildet die Aufsuchung des Zusammenhanges zwischen der Verdampfungsgeschwindigkeit und der Dampfspannung die Hauptaufgabe. Bevor diese nicht gelöst ist, kann an die Bestimmung der kleineren Einflüsse nicht gegangen werden.

Bisher hat man nach Dalton angenommen, dass die Geschwindigkeit, mit welcher eine Flüssigkeit in freier Luft verdampft, dem Maximum der Spannkraft, welches dem Dampfe der Flüssigkeit bei der Verdampfungstemperatur zukommt, proportional ist, oder wenn die Atmosphäre schon Dampf der betreffenden Flüssigkeit enthält, dem Unterschiede des erwähnten Maximums und des Druckes des in der Luft schon vorhandenen Dampfes. Man hat ausserdem noch angenommen, dass die Geschwindigkeit der Verdampfung mit dem Drucke der atmosphärischen Luft im verkehrten Verhältnisse steht. Auf diese beiden Annahmen gründet sich die Anwendung des Psychrometers zur Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft und kann die Brauchbarkeit dieses Instrumentes als ein Beweis für die Zulässigkeit der gedachten Annahmen betrachtet werden, jedoch nur für die bei psychrometrischen Beobachtungen vorkommenden Fälle.

Es ist jedoch klar, wenn der Zusammenhang zwischen der Verdampfungsgeschwindigkeit, dem Dampf- und dem Luftdrucke auch durch eine complicirtere Function bestimmt ist, sobald der Druck des Dampfes klein ist gegen den der Luft, diese Function in eine Reihe entwickelt, als erstes Glied das Dalton'sche Gesetz liefern wird.

Um zu entscheiden, ob dieses Gesetz nur das erste Glied einer Reihe oder das wahre Gesetz ist, muss man Versuche anstellen, bei welchen bedeutend grössere Dampfdrücke ins Spiel

kommen. Solche Versuche hat auch Dalton schon ausgeführt, indem er Wasser bei höheren Temperaturen, selbst bei der Siedetemperatur verdampfen liess, und er hat durch diese Versuche auch das erwähnte einfache Gesetz zu erhärten gesucht. Die Ausführung dieser Versuche ist jedoch so wenig exact, und sind ihre Resultate so unzuverlässig, dass ihnen eine Beweiskraft nicht zugestanden werden kann.

Die Versuche, welche ich zur Lösung dieser Frage gemacht habe, sind allerdings nicht zahlreich und genau genug und müssen noch über ein grösseres Temperaturgebiet ausgedehnt werden, sie lassen aber keinen Zweifel übrig, dass das oben angeführte Dalton'sche Gesetz nicht das richtige ist.

Da bei solchen Versuchen die Bestimmung der Temperatur das wichtigste, so habe ich dieselben in etwas anderer Art, als die im vorhergehenden besprochenen, angestellt.

Eine Eprouvette wird mit Wasser gefüllt und durch einen mit drei Bohrungen versehenen Kork verschlossen. Durch die eine der Öffnungen wird ein Thermometer, durch die zweite das Glasrohr, welches als Verdampfungsgefäss dienen soll, eingeführt. Durch die dritte tritt das durch das Thermometer und die Verdampfungsröhre verdrängte Wasser aus. Die Eprouvette wird abgetrocknet, in einen Träger gespannt und der Apparat nicht mehr wie früher in einem Zimmer, sondern vor dem Fenster aufgestellt. Auf diese Weise erfährt man die Temperatur der verdampfenden Flüssigkeit genauer als durch ein neben dem Verdampfungsgefässe aufgestelltes Thermometer, und zugleich ist die Fortführung der Dämpfe vor dem Fenster besser ermöglicht, als in einem Zimmer.

V. Versuchsreihe.

Das Niveau des Äthers sank von 19 Mm. auf 21 Mm. Tiefe in

$t = 34' 10''$	bei $\theta = 11^{\circ}3$,	$p_1 = 302$ Mm.,	$p = 743$ Mm.
28' 20"	14°6	348	746
20'	20°4	441	750
10' 40"	28°7	605	749

In dieser Tabelle bedeutet t die Zeit, θ die Temperatur der Flüssigkeit, p_1 das nach den Regnault'schen Tabellen

berechnete der Temperatur θ entsprechende Maximum der Spannkraft des Ätherdampfes, p den während jedes einzelnen Versuchs herrschenden Barometerstand.

Der Vergleich der unter t und p_1 angeführten Zahlen lehrt auf den ersten Blick, dass das Dalton'sche Gesetz nicht giltig ist. Während von der Temperatur $11^\circ 3$ bis zu der von $28^\circ 7$ der Druck p_1 auf das Doppelte steigt, sinkt die entsprechende Verdampfungszeit nicht auf die Hälfte, sondern noch unter ein Drittel des ersten Werthes. Es nimmt also die Verdampfungsgeschwindigkeit rascher zu, als es nach dem Dalton'schen Gesetze der Fall sein sollte.

Die vier obigen Beobachtungen können wohl nicht zur directen Ableitung der Beziehung zwischen der Verdampfungsgeschwindigkeit und dem Dampfdrucke benützt werden, sie können aber zur Prüfung eines durch theoretische Betrachtungen erschlossenen Gesetzes dienen. Dieses Gesetz lautet: Die Verdampfungsgeschwindigkeit ist proportional dem Logarithmus eines Bruches, dessen Zähler der Luftdruck, dessen Nenner der um die Spannkraft des Dampfes verminderte Luftdruck ist.

Nach den obigen Bezeichnungen ist also die Verdampfungsgeschwindigkeit dem Ausdrücke

$$\log \frac{p}{p-p_1}$$

proportional, oder dieser Ausdruck mit der Verdampfungszeit multiplicirt muss ein constantes Product liefern, während nach dem Dalton'schen Gesetze das Product aus $\frac{p_1}{p}$ und der Verdampfungszeit eine unveränderliche Zahl sein sollte.

Die folgende Tabelle enthält in der ersten Verticalreihe die Producte von $\log. \frac{p}{p-p_1}$ und den Verdampfungszeiten t für die obigen vier Versuche, und zwar sind die natürlichen Logarithmen und die Zeiten t in Secunden genommen. Die zweite Verticalreihe enthält die Producte aus den Quotienten $\frac{p_1}{p}$ und den Zeiten t .

1069·4	833
1068·1	793
1064·1	706
1055·3	517

Der Vergleich der ersten Zahlenreihe mit der zweiten spricht entschieden für das der Berechnung der ersten zu Grunde gelegte Gesetz. Es ist noch zu bemerken, dass von vorneherein eine kleine Abnahme der berechneten Producte bei steigender Temperatur erwartet werden muss, sie dürfte bei genaueren Beobachtungen sich noch grösser herausstellen als die obige in der ersten Reihe es ist, nie aber kann sie den Werth erreichen, welcher in der zweiten Reihe auftritt.

Man kann noch die Daten, welche der erste und zweite Versuch geliefert haben, zur Prüfung des hier aufgestellten Gesetzes benützen. Nimmt man nur die Beobachtungen, welche sich auf die Senkung des Niveau's von 19 Mm. auf 21 Mm. Tiefe beziehen, so erhält man

$$t \log \frac{p}{p-p_1} = 1103 \cdot 3 \text{ aus dem I.}$$

$$= 1167 \cdot 1 \text{ aus dem II.}$$

Versuche und sind diese Producte merklich höher als die vorhin gefundenen.

Der wahrscheinlichste Grund dieser Abweichung ist wohl der, dass die Temperatur der verdampfenden Flüssigkeit zu hoch angenommen ist, wenn sie der Zimmertemperatur gleich gesetzt wird, und zwar um so mehr, je grösser der Querschnitt der Flüssigkeit ist. Dem entsprechend ist das aus dem zweiten Versuche, bei welchem die weiteste Röhre in Anwendung kam, berechnete Product auch das grösste.

VI. Versuche mit Schwefelkohlenstoff.

In derselben Weise, wie die vier zuletzt mitgetheilten mit Äther, wurden zwei Versuche mit Schwefelkohlenstoff gemacht. Das Niveau desselben sank von 19 auf 21 Mm. in

$$t = 1^h \quad 4' \quad 20'' \text{ bei } \theta = 14^\circ 1' \text{ und } p = 743 \text{ Mm.}$$

$$= \quad 54' \quad 15'' \quad = 17^\circ 6' \quad = 741$$

Die Maxima der Spannkkräfte des Schwefelkohlenstoffdampfes für diese zwei Temperaturen sind

$$240, 274$$

und erhält man das Product

$$t \log \frac{p}{p-p_1} = 1503$$

zufälliger Weise für beide Versuche gleich entgegen dem richtigen, nachdem das Product für den zweiten Versuch einen kleineren Werth haben sollte.

Ein anderer Versuch, bei dem das Verdampfungsrohr und das Thermometer nicht in eine mit Wasser gefüllte Eprouvette eingetaucht waren, sondern nur die Zimmertemperatur als Temperatur der verdampfenden Flüssigkeit angenommen wurde, ergab für das Sinken des Niveau's von 19 auf 21 Mm. Tiefe die Zeit

$$t = 44' 40'' \text{ bei } \theta = 21^\circ 8' \text{ und } p = 744 \text{ Mm.}$$

Das dieser Temperatur entsprechende Maximum der Dampfspannung ist 324 Mm. und es folgt

$$t \log \frac{p}{p-p_1} = 1532$$

also ebenfalls grösser als bei den zwei vorhergehenden Versuchen, doch ist die Abweichung keine so bedeutende als bei den Versuchen mit Äther.

B. Theoretische Discussion.

Die allgemeinen Grundlagen für die theoretische Discussion der im Vorhergehenden mitgetheilten Versuche sind schon in meiner Abhandlung: „über das Gleichgewicht und die Bewegung, insbesondere die Diffusion von Gasgemengen“¹ enthalten. Die Verdampfung einer Flüssigkeit, das

¹ Sitzungsberichte, Band LXIII. 2. Abtheilung.

Sieden ausgeschlossen, ist wesentlich ein Process der Diffusion des Dampfes durch das Gas, in welchem die Verdampfung stattfindet. Die allgemeinen Gleichungen, welche für die Bewegung eines Gases durch ein anderes abgeleitet wurden, müssen auch in dem jetzigen Falle gelten, nur tritt für die Oberfläche der Flüssigkeit zu denselben eine Grenzbedingung hinzu, deren Beschaffenheit nur auf experimentellem Wege ermittelt werden kann.

Da sich die Ableitung der Bewegungsgleichungen kurz fassen lässt, so will ich dieselben hier wiederholen, jedoch mit Beschränkung auf den specieller Fall, um den es sich hier handelt.

Das Gasgemenge bewege sich in einer geraden Röhre und wir setzen voraus, dass Geschwindigkeit und Dichte jedes einzelnen Gases wohl längs der Röhre von Querschnitt zu Querschnitt sich ändern, in einem und demselben Querschnitte aber überall denselben Werth haben.

Durch zwei unendlich nahe liegende Querschnitte, die durch MN und $M'N'$ angedeutet seien und deren Abstand $MM' = dx$ gesetzt werden mag, ist ein Element der Röhre bestimmt. Nach den Grundsätzen der Hydrodynamik sind nun alle Theilchen eines Gases in diesem Elemente als ein Körper aufzufassen und die auf diesen wirkenden Kräfte gleich dem Producte aus seiner Masse und der Beschleunigung, die sie ihm ertheilen, gleich. Die Kräfte können erstens äussere sein, wie z. B. die Schwere, von solchen sehen wir ab. Zweitens entspringt eine bewegende Kraft aus dem Druckgefälle. Ist nun der Gesamtdruck des Gasgemenges auf den Querschnitt MN qp , unter p den Druck auf die Flächeneinheit, unter q die Grösse des Querschnittes verstanden, so entsteht jetzt die Frage, der wie vielte Theil dieses Gesamtdruckes als bewegende Kraft auf die Theilchen eines einzelnen Gases im Gemenge entfalle.

Auf diese Frage gibt das Princip der gleichen Action die Antwort, dass der gesuchte Theil des Gesamtdruckes, den die Theilchen eines einzelnen Gases in der Fläche MN erfahren, gleich ist dem Drucke, welchen sie selbst gegen diese Fläche ausüben, also dem Partialdrucke des betrachteten Gases auf den Querschnitt MN , wir bezeichnen ihn mit qp_1 . Der entsprechende Druck auf den Querschnitt $M'N'$ ist dann $q(p_1 + dp_1)$ und dem

ersteren entgegengesetzt gerichtet, es bleibt demnach aus der Druckdifferenz die bewegende Kraft

$$-qdp_1$$

welche gerade so gross ist, als wäre das betrachtete Gas allein in der Röhre vorhanden.

Drittens ist noch der Einfluss des zweiten Gases auf die Bewegung des ersten in Rechnung zu ziehen. Zu diesem Behufe stellte ich folgenden Satz auf: In einem Gasgemenge erfährt jedes einzelne Theilchen eines Gases, wenn es sich bewegt, von dem zweiten Gase einen Widerstand proportional der Dichte dieses zweiten Gases und der relativen Geschwindigkeit beider.

Bezeichnet man mit ρ_1 und u_1 die Dichte und die Geschwindigkeit des ersten, mit ρ_2 und u_2 dieselben Grössen des zweiten Gases, so ist der Widerstand, den jedes einzelne Theilchen des ersten Gases im Röhrenelemente $MNM'N'$ vom zweiten Gase erfährt, der Grösse $\rho_2(u_1 - u_2)$ proportional. Auf alle in diesem Elemente enthaltenen Theilchen, deren Zahl durch die Grösse $\rho_1 q dx$ gemessen werden kann, entfällt also ein Widerstand, der durch

$$A_{12}\rho_1\rho_2(u_1 - u_2) q dx$$

ausgedrückt werden kann, worin A_{12} eine von der chemischen Natur und der Temperatur der beiden Gase abhängige Grösse, für unseren Fall also eine Constante bedeutet.

Der so eben bestimmte Widerstand ist als bewegende Kraft negativ zu rechnen, es ist also die Summe der auf die Theilchen des ersten Gases, welche im Volumen $q dx$ enthalten sind, wirkenden bewegenden Kräfte

$$-qdp_1 - A_{12}\rho_1\rho_2(u_1 - u_2) q dx$$

Dieser Ausdruck ist dem Producte aus Masse $\rho_1 q dx$ und ihrer Beschleunigung, welche ξ_1 heissen soll, gleich zu setzen. Man hat also

$$\rho_1 \xi_1 = -\frac{dp_1}{dx} - A_{12}\rho_1\rho_2(u_1 - u_2) \quad (1)$$

Zu dieser Gleichung kommt nun noch die Continuitätsgleichung, welche den Zuwachs der Masse in einem Elemente aus-

drückt durch die Differenz der einströmenden und ausströmenden Menge. Sie ist

$$\frac{d\rho_1}{dt} + \frac{d(\rho_1 u_1)}{dx} = 0$$

Wie diese Gleichungen für das eine, erhält man auch zwei Gleichungen für das zweite Gas,

$$\rho_2 \xi_2 = -\frac{dp_2}{dx} - A_{12} \rho_1 \rho_2 (u_2 - u_1)$$

$$\frac{d\rho_2}{dt} + \frac{d(\rho_2 u_2)}{dx} = 0$$

und ist die Bedeutung der darin benützten Bezeichnungen leicht zu erkennen. Es ist nur hervorzuheben, dass der Factor A_{12} in der Gleichung für das zweite Gas derselbe ist wie in der Gleichung für das erste, da die Bewegungsgrösse, welche die Theilchen des ersten Gases in Folge des vom zweiten ausgeübten Widerstandes verlieren, die Theilchen des zweiten gewinnen.

Wir denken uns nun, eine Flüssigkeit verdampfe aus einer Röhre und ihr Niveau in der Röhre werde immerfort in derselben Höhe erhalten. Es ist dann ein Beharrungszustand in der Bewegung möglich und bei diesem ist $\xi_1 = 0$, aber zugleich auch $u_2 = 0$ und es bleibt für diesen Fall die Gleichung

$$\frac{dp_1}{dx} + A_{12} \rho_1 \rho_2 u_1 = 0 \quad (2)$$

$\rho_1 u_1$ bedeutet die durch die Einheit des Querschnittes in der Einheit der Zeit gehende Dampfmasse. Diese ist im Beharrungszustande für alle Querschnitte eine und dieselbe. Diese Dampfmasse auf die normale Dichte d_1 (auf 0° Temperatur und 760 Mm. Barometerstand bezogen) des Dampfes reducirt, wird ein Volumen v_1 einnehmen, dessen Grösse bestimmt ist durch die Gleichung

$$\rho_1 u_1 = d_1 v_1$$

Die Dichte ρ_2 des zweiten ersetzen wir nach dem Gesetze von Mariotte und Gay-Lussac durch

$$\rho_2 = \frac{p_2}{p_0} \frac{T_0}{T} d_2$$

worin p_2 den Partialdruck des zweiten Gases auf den Querschnitt MN , d_2 die normale Dichte, T die absolute Temperatur dieses Gases, T_0 die des schmelzenden Eises bedeutet. Nach Einführung dieser Grössen in die Gleichung (2) verwandelt sie sich in

$$\frac{dp_1}{dx} + \frac{A_{12}d_1d_2T_0}{p_0T} p_2 v_1 = 0 \quad (3)$$

Der Factor bei $p_2 v_1$ werde durch $\frac{1}{k}$ ersetzt, also

$$k = \frac{p_0 T}{A_{12} d_1 d_2 T_0} \quad (4)$$

genommen, und soll k der Diffusionscoefficient des Dampfes und des Gases, durch welches sich der Dampf bewegt, genannt werden.

Die Gleichung (3) erhält nunmehr die Form

$$\frac{dp_1}{dx} + \frac{p_2 v_1}{k} = 0$$

Die Summe der beiden Partialdrucke p_1 und p_2 ist in der Röhre überall dieselbe und zwar in unserem Falle gleich dem Drucke der äusseren Luft. Ist dieser p , so kann man in vorstehender Gleichung

$$p_2 = p - p_1$$

setzen und schreiben

$$\frac{1}{p - p_1} \frac{dp_1}{dx} + \frac{v_1}{k} = 0$$

oder

$$v_1 = k \frac{d \log(p - p_1)}{dx} \quad (5)$$

Da v_1 und k unabhängig sind von x , so ist es auch das Gefälle des $\log(p - p_1)$. Hat an der Oberfläche der Flüssigkeit der Partialdruck des Dampfes den speciellen Werth p_1' , am offenen Ende der Röhre den Werth p_1'' und ist h die Entfernung dieses Endes vom Niveau der Flüssigkeit, so ist

$$\frac{d \log(p - p_1)}{dx} = \frac{\log(p - p_1'') - \log(p - p_1')}{h}$$

und die Gleichung (5) verwandelt sich in

$$v_1 = \frac{k}{h} \log \frac{p - p_1''}{p - p_1'} \quad (6)$$

v_1 ist die in der Einheit der Zeit durch die Einheit des Querschnittes gehende volummetrisch bestimmte Dampfmenge, bildet also ein Mass der Verdampfungsgeschwindigkeit und gibt uns voranstehende Formel zunächst die Gesetze, dass die Verdampfungsgeschwindigkeit der Tiefe des Niveau's der Flüssigkeit verkehrt proportional und unabhängig vom Querschnitte der Röhre ist.

Die Formel lehrt ferner, dass die Verdampfungsgeschwindigkeit proportional ist dem Logarithmus eines Bruches, dessen Zähler der um den Dampfdruck am offenen Ende und dessen Nenner der um den Dampfdruck an der Oberfläche der Flüssigkeit verminderte Luftdruck ist. Es stimmt diese Formel mit den Resultaten der Versuche überein, wenn der Dampfdruck am offenen Ende = 0 und der an der Oberfläche der Flüssigkeit gleich gesetzt wird dem Maximum der Spannkraft, das dem Dampfe bei der Beobachtungstemperatur zukommt.

Die Grenzbedingung für die Oberfläche der Flüssigkeit ist also die, dass der Partialdruck des Dampfes in ihr gleich dem Maximum des der Beobachtungstemperatur entsprechenden Dampfdruckes gesetzt werden muss.

Unmittelbar an der Oberfläche der Flüssigkeit ist der Raum als mit Dampf gesättigt zu betrachten und die Flüssigkeit ist im Stande, jederzeit so viel Dampf zu entwickeln, als davon fort diffundirt. Dies ist innerhalb der Grenzen der bisher angestellten Versuche richtig, es braucht jedoch nicht für alle Fälle richtig zu sein. Es ist möglich, dass bei Versuchen in luftverdünntem Raume, in welchem die Diffusion des Dampfes viel rascher wird, der Druck des Dampfes an der Oberfläche der Flüssigkeit fortwährend kleiner bleibt, als das der Oberflächentemperatur entsprechende Maximum der Spannkraft ist. Die Bedingung für die Oberfläche wäre dann, die fortgeführte Dampfmenge muss gleich sein der aus der Flüssigkeit entwickelten. Die Abhängigkeit der letzteren von dem Maximum der Spannkraft und dem actuellen Drucke des Dampfes an der Oberfläche

kann vielleicht durch das einfache Gesetz der Proportionalität mit der Differenz dieser zwei Drucke genügend dargestellt werden, und würde der Proportionalfactor eine neue Constante der Flüssigkeit enthalten, man könnte sie Verdampfungscoëfficient nennen. Von dieser Annahme bildet die obige, dass der Dampfdruck an der Oberfläche der Flüssigkeit gleich ist dem Maximum einen speciellen Fall, in welchem der Verdampfungscoëfficient sehr gross gegen v_1 gesetzt ist.

Die Gleichung (6) soll nun noch in directere Beziehung zu den Versuchen gebracht werden. Wird $p_1'' = 0$ gesetzt und für p_1' einfach p_1 geschrieben, so ist

$$v_1 = \frac{k}{h} \log \frac{p}{p-p_1}$$

Der in der Zeit dt entwickelten Dampfmenge $v_1 dt$ entspricht eine Senkung des Niveau's der Flüssigkeit, welche mit dh bezeichnet werden soll, und es ist

$$d_1 v_1 dt = s_1 dh$$

wenn mit d_1 , wie oben, die normale Dichte des Dampfes, mit s_1 die Dichte der Flüssigkeit bezeichnet wird.

Man hat daher

$$s_1 dh = \frac{k d_1}{h} \log \frac{p}{p-p_1} dt$$

oder

$$h dh = \frac{k d_1}{s_1} \log \frac{p}{p-p_1} dt$$

Ist h_0 die Tiefe des Niveaus der Flüssigkeit zur Zeit $t=t_0$ und h_1 die Tiefe desselben zur Zeit $t=t_1$, so folgt aus dem Integrale dieser Gleichung

$$\frac{1}{2} (h_1 + h_0) (h_1 - h_0) = \frac{k d_1}{s_1} \log \frac{p}{p-p_1} (t_1 - t_0) \quad (7)$$

und diese lehrt, dass die Zeit $t_1 - t_0$, welche zum Verdampfen einer Flüssigkeitsmenge $h_1 - h_0$ nothwendig ist, immer der mittleren Tiefe des Niveau's während der Verdampfung nämlich $\frac{1}{2}(h_1 + h_0)$ proportional ist.

Diese Gleichung kann nun zur Berechnung des Diffusionscoëfficienten aus den Versuchsdaten benützt werden.

Nehmen wir das Centimeter als Längeneinheit, so ist für die Versuche V.

$$\frac{1}{2}(h_1 + h_0) = 2, \quad h_1 - h_0 = 0.2$$

und der Mittelwerth des Productes

$$\log \frac{p}{p-p_1} (t_1 - t_0) = 1064.2$$

der dem Mittelwerthe der Temperaturen, 19° , entsprechend angenommen werden kann.

Ferner ist die Dichte des Ätherdampfes auf Luft als Einheit bezogen,

$$d_1 = 2.565$$

die Dichte des flüssigen Äthers auf Wasser als Einheit bezogen $= 0.73$ und da Wasser 773mal dichter als Luft, so ist

$$s_1 = 773 \times 0.73$$

und der Quotient

$$\frac{s_1}{d_1} = 220$$

Aus diesen Daten folgt

$$k = 0.0827$$

als Diffusionscoëfficient von Äther und Luft für die Temperatur von 19° .

Für die mit Schwefelkohlenstoff angestellten Versuche VI. haben $\frac{1}{2}(h_1 + h_0)$ und $h_1 - h_0$ dieselben Werthe, dann ist

$$\log \frac{p}{p-p_1} (t_1 - t_0) = 1503$$

$$d_1 = 2.626, \quad s_1 = 773 \times 1.272$$

$$\frac{s_1}{d_1} = 374$$

und daraus ergibt sich

$$k = 0.0995$$

als Diffusionscoefficient von Schwefelkohlenstoff und Luft für die Temperatur von ungefähr 16° .

Es ist im Vorhergehenden die Luft wie ein einfaches Gas behandelt worden, sie ist aber, wenn man nur auf ihre Hauptbestandtheile, Stickstoff und Sauerstoff, Rücksicht nimmt, ein Gemenge von zwei Gasen und es hätten zur Discussion der Verdampfungsversuche die Gleichungen für die Bewegung eines aus drei Bestandtheilen bestehenden Gases verwendet werden sollen.

Bewegt sich ein Gas durch ein Gemenge von zwei andern, so erhält man für diese Bewegung, wie leicht zu übersehen ist, statt der oben abgeleiteten Gleichung (1) die folgende:

$$\rho_1 \xi_1 = - \frac{dp_1}{dx} - A_{12} \rho_1 \rho_2 (u_1 - u_2) - A_{13} \rho_1 \rho_3 (u_1 - u_3)$$

worin ρ_3 und u_3 die Dichte und die Geschwindigkeit des dritten Gases bedeuten und A_{13} dasselbe für die Combination des ersten und dritten Gases darstellt, was A_{12} für die Combination des ersten und zweiten.

In ähnlicher Weise gelten für die beiden andern Gase die zwei Gleichungen

$$\rho_2 \xi_2 = - \frac{dp_2}{dx} - A_{12} \rho_1 \rho_2 (u_2 - u_1) - A_{23} \rho_2 \rho_3 (u_2 - u_3)$$

$$\rho_3 \xi_3 = - \frac{dp_3}{dx} - A_{13} \rho_1 \rho_3 (u_3 - u_1) - A_{23} \rho_2 \rho_3 (u_3 - u_2)$$

Die Bedeutung der neu hinzugekommenen Bezeichnungen ξ_3 und A_{23} ist unmittelbar klar.

Für den Fall der behandelten Versuche sind nun

$$\begin{aligned} \xi_1 &= \xi_2 = \xi_3 = 0 \\ u_2 &= u_3 = 0 \end{aligned}$$

und es bleiben die Gleichungen

$$\frac{dp_1}{dx} + A_{12} \rho_1 \rho_2 u_1 + A_{13} \rho_1 \rho_3 u_1 = 0$$

$$\frac{dp_2}{dx} - A_{12}\rho_1\rho_2u_1 = 0$$

$$\frac{dp_3}{dx} - A_{13}\rho_1\rho_3u_1 = 0$$

Darin ist ρ_1u_1 constant. Ersetzt man es wieder durch d_1v_1 , führt statt ρ_2 und ρ_3 die Drucke p_2 und p_3 und analog der Gleichung (4) die Bezeichnungen

$$k_{12} = \frac{p_0T}{A_{12}d_1d_2T_0}, \quad k_{13} = \frac{p_0T}{A_{13}d_1d_3T_0}$$

ein, so erhält man die Gleichungen

$$\begin{aligned} \frac{dp_1}{dx} + \left(\frac{p_2}{k_{12}} + \frac{p_3}{k_{13}} \right) v_1 &= 0 \\ \frac{dp_2}{dx} - \frac{p_2v_1}{k_{12}} &= 0 \\ \frac{dp_3}{dx} - \frac{p_3v_1}{k_{13}} &= 0 \end{aligned} \tag{6}$$

Die Grössen k_{12} und k_{13} sind die Diffusionscoefficienten, welche der Combination des ersten und zweiten, des ersten und dritten Gases entsprechen.

Aus den beiden letzten Gleichungen erhält man

$$p_2 = p_2'' e^{-\frac{v_1}{k_{12}}(h-x)}, \quad p_3 = p_3'' e^{-\frac{v_1}{k_{13}}(h-x)}$$

und bedeuten p_2'' und p_3'' die Werthe der Partialdrucke p_2 und p_3 für $x = h$. Durch diese Abscisse soll wieder der Rand der Verdampfungsröhre bestimmt sein und der Anfangspunkt der Abscissen in der Oberfläche der Flüssigkeit liegen. Ist der Druck p_1 am offenen Ende der Röhre $= 0$ und p der Luftdruck, so ist

$$p_2'' + p_3'' = p$$

Sind α_2 und α_3 die Verhältnisszahlen, nach denen Stickstoff und Sauerstoff in der Luft gemengt sind, so kann man auch

$$p_2'' = \alpha_2 p, \quad p_3'' = \alpha_3 p$$

setzen und

$$p_2 = \alpha_2 p e^{-\frac{v_1}{k_{12}}(h-x)}, \quad p_3 = \alpha_3 p e^{-\frac{v_1}{k_{13}}(h-x)} \quad (6)$$

Bildet man den Quotienten

$$\frac{p_2}{p_3} = \frac{\alpha_2}{\alpha_3} e^{-v_1(h-x) \left(\frac{1}{k_{12}} - \frac{1}{k_{13}} \right)}$$

so sieht man, dass er nur dann unabhängig von k ist, wenn $k_{12} = k_{13}$. Die Luft hat also innerhalb der Verdampfungsröhre eine andere Zusammensetzung als ausserhalb.

Aus den von Graham über die Bewegung von Gasen durch Capillarröhren ausgeführten Versuchen kann man das Verhalten des Stickstoffs und des Sauerstoffs bei der Diffusion berechnen und es ergibt sich für diese zwei Gase eine sehr geringe Differenz in dem Sinne, dass der Diffusionscoefficient k_{12} für Dampf-Stickstoff wenig grösser ist, als k_{13} für Dampf-Sauerstoff. Es ist also

$$\frac{1}{k_{12}} < \frac{1}{k_{13}}$$

somit obige Exponentielle grösser als 1 und

$$\frac{p_2}{p_3} > \frac{\alpha_2}{\alpha_3}$$

d. h. die Luft in der Verdampfungsröhre ist stickstoffreicher, als die äussere.

Hingegen ergibt sich aus den von Loschmidt über die Diffusion von Gasen gemachten Versuchen das entgegengesetzte Resultat, da diese den Diffusionscoefficienten für Sauerstoff merklich grösser liefern, als den für Stickstoff.

In jedem Falle ist der Unterschied zwischen k_{12} und k_{13} gering und wird deshalb durch Versuche über die Verdampfung in Luft eine experimentelle Prüfung des Gegenstandes nicht möglich sein. Wohl aber ist zu erwarten, dass Versuche über die Verdampfung in einem andern Gemenge als Luft, z. B. in Knallgas, dessen Bestandtheile sehr verschieden bei der Diffusion sich verhalten, eine Prüfung des aus der obigen Gleichung gezogenen Schlusses gestatten werden.

Führt man die durch die Formeln (7) bestimmten Werthe von p_2 und p_3 in die erste der Gleichungen (6), so lässt sich auch diese integrieren und gibt

$$p_1 + \alpha_2 p e^{-\frac{v_1}{k_{12}}(h-x)} + \alpha_3 p e^{-\frac{v_1}{k_{13}}(h-x)} + C = 0$$

Ist für $x = h$, $p_1 = 0$, so folgt

$$C = -(\alpha_2 + \alpha_3) p = -p$$

und es wird

$$\frac{p-p_1}{p} = \alpha_2 e^{-\frac{v_1}{k_{12}}(h-x)} + \alpha_3 e^{-\frac{v_1}{k_{13}}(h-x)}$$

und wenn man p_1 das an der Oberfläche der Flüssigkeit herrschende Maximum der Dampfspannung bedeuten lässt

$$\frac{p-p_1}{p} = \alpha_2 e^{-\frac{v_1 h}{k_{12}}} + \alpha_3 e^{-\frac{v_1 h}{k_{13}}}$$

Setzt man

$$\frac{\alpha_2}{k_{12}} = \frac{\alpha_2}{k} + \delta$$

$$\frac{\alpha_3}{k_{13}} = \frac{\alpha_3}{k} - \delta$$

so wird

$$\frac{1}{k} = \frac{\alpha_2}{k_{12}} + \frac{\alpha_3}{k_{13}} \quad (8)$$

und wenn die beiden Coëfficienten k_{12} und k_{13} wenig von einander verschieden sind, wird δ eine kleine Zahl sein. Führt man diese Werthe in die vorige Gleichung, so wird

$$\frac{p-p_1}{p} = e^{-\frac{v_1 h}{k}} \left(\alpha_2 e^{-\frac{v_1 h \delta}{k_{12}}} + \alpha_3 e^{+\frac{v_1 h \delta}{k_{13}}} \right)$$

und die Summe der Exponentiellen innerhalb der Klammer reducirt sich bei Vernachlässigung der Glieder, welche die zweite und höhere Potenzen von δ enthalten, auf 1.

Aus der Formel

$$\frac{p-p_1}{p} = e^{-\frac{v_1 h}{k}}$$

ergibt sich dann

$$v_1 = \frac{k}{h} \log \frac{p}{p-p_1} \quad (9)$$

Es kann also k als der Diffusionscoefficient für Dampfluft betrachtet werden, und ist durch k_{12} und k_{13} nach der Formel (8) bestimmt.

Die Formel (9) ergibt sich auch aus der ersten der Gleichungen (6), wenn man von der veränderten Zusammensetzung der Luft absieht, und demgemäss

$$\begin{aligned} p_2 &= \alpha_2 (p - p_1) \\ p_3 &= \alpha_3 (p - p_1) \end{aligned}$$

setzt.

C. Versuche über die Verdampfung in geschlossenen Röhren.

Taucht man eine Glasröhre, welche an einem Ende geschlossen, an dem andern offen ist, mit dem offenen Ende in Äther, so wird im ersten Momente die Luft in der Röhre durch die eintretende Flüssigkeit comprimirt, diese Flüssigkeit wird jedoch bald aus der Röhre verdrängt, und es entwickeln sich anfangs in rascher, später in langsamerer Aufeinanderfolge Blasen aus der Röhre.

Der aus dem Äther sich bildende und in die Röhre aufsteigende Dampf vermehrt den Druck innerhalb der Röhre, und zur Herstellung des Gleichgewichtes mit dem äusseren Luftdrucke wird eine Ausdehnung der in der Röhre enthaltenen Luft nothwendig und hat das angegebene Phänomen zur Folge.

Man kann diesen Versuch noch in einer andern Form, in welcher er sich namentlich zur Demonstration in der Schule gut eignet, ausführen. Nimmt man eine U-förmig gebogene Röhre, von deren Schenkeln der eine geschlossen, der andere offen ist, und giesst durch den offenen Schenkel in die Röhre Äther, so kann man durch diesen die Luft im geschlossenen Schenkel abschliessen. Es erfolgt jedoch allsogleich eine Ausdehnung derselben, es steigt eine Blase in den offenen Schenkel auf und

folgen ihr andere Blasen anfangs rascher, später immer langsamer.

VII. Versuch.

Die Zeiten, zu welchen die Röhre eingetaucht wurde, dann die fünfte, zehnte, fünfzehnte u. s. w. Blase sich entwickelt hatte, und die Differenzen dieser Zeiten waren folgende:

10 ^h	50'	0"		
	50	26		26"
	51	42	1'	16
	53	48	2	6
	56	45	2	57
11 ^h	0	31	3	46
	5	12	4	41
	10	38	5	26
	16	58	6	20

Bildet man aus den Zeitdifferenzen die folgenden Quotienten:

$$\begin{aligned}
 26'' : 1 &= 26 \\
 1' 16'' : 3 &= 25.3 \\
 2 \quad 6'' : 5 &= 25.2 \\
 2 \quad 57'' : 7 &= 25.4 \\
 3 \quad 46'' : 9 &= 25.1 \\
 4 \quad 41'' : 11 &= 25.5 \\
 5 \quad 26'' : 13 &= 25.1 \\
 6 \quad 20'' : 15 &= 25.3
 \end{aligned}$$

so ergibt sich aus den übereinstimmenden Werthen derselben folgendes einfache Gesetz:

Die Zeiten, in welchen sich aufeinanderfolgend gleiche Anzahlen von Blasen entwickeln, verhalten sich, wie die aufeinanderfolgenden ungeraden Zahlen.

Versuche mit gebogenen Röhren liefern ebenfalls dieses Gesetz, jedoch treten bei diesen im Anfange Abweichungen auf, welche auf die beim Eingiessen der Flüssigkeit entstehenden Störungen zurückzuführen sind. Die bedeutendste Störung bildet die Temperaturerniedrigung, welche die Flüssigkeit erfährt, und

werden in Folge dessen die Zeiten, welche zur Entwicklung der ersten Blasen nothwendig sind, grösser, als sie nach dem obigen Gesetze sein sollten. Dasselbe tritt meistens auch bei geraden Röhren ein, namentlich wenn der Versuch bei einer höheren Temperatur angestellt wird, bei welcher die Verdampfung eine sehr rasche ist.

Derartige Versuche lassen sich zu absoluten Bestimmungen nicht verwenden, da die Bestimmung der Grössen der Blasen und der Mischungsverhältnisse von Dampf und Luft in denselben nicht möglich ist. Man kann aber durch solche Versuche wohl auf die allereinfachste Weise darthun, dass die Natur des Gases, in welchem die Verdampfung stattfindet, auf die Verdampfungsgeschwindigkeit von wesentlichem Einfluss ist. Ein Beispiel dafür liefert der folgende:

VIII. Versuch.

Durch dieselbe Röhre, welche bei dem vorhergehenden Versuche gedient hatte, wurde durch längere Zeit ein Strom von Wasserstoffgas geschickt, dann der Hahn geschlossen und die Röhre rasch in Äther eingetaucht. Die Zeiten, zu welchen das Eintauchen geschah, dann die fünfte, zehnte, fünfzehnte Blase u. s. w. sich entwickelt hatte, und die Differenzen dieser Zeiten waren folgende:

10 ^b	24'	0"	
	24	8	8"
	24	27	19
	24	59	32
	25	43	44
	26	40	57
	27	50	70

Bildet man wieder, wie früher, die Quotienten

$$\begin{aligned}
 8 : 1 &= 8 \\
 19 : 3 &= 6.33 \\
 32 : 5 &= 6.40 \\
 44 : 7 &= 6.29 \\
 57 : 9 &= 6.33 \\
 70 : 11 &= 6.35
 \end{aligned}$$

so stimmen dieselben, bis auf den ersten, unter einander sehr gut und kann die Abweichung des ersten als Folge einer anfänglichen Störung aufgefasst werden. Es sind aber jetzt die Quotienten fast genau viermal kleiner, als beim vorhergehenden Versuch. Dieselbe Anzahl Blasen entwickelt sich in Wasserstoff in einer viermal kürzeren Zeit und man kann, daraus folgenden Schluss ziehen:

Die Verdampfung geht in Wasserstoffgas viermal rascher vor sich, als unter gleichen Umständen in Luft.

Sollen derartige Versuche vergleichbare Resultate liefern, so müssen sie natürlich unter gleichartigen Bedingungen ausgeführt werden. Das Verdampfungsrohr wurde deshalb in einer Metallscheibe befestigt, welche dann zugleich als Deckel für das Gefäss, in welchem der Äther sich befand, diente. Wird die Höhe der Flüssigkeit in diesem Gefässe in zwei Fällen gleich gemacht, so taucht auch die Röhre in beiden Fällen gleich tief ein und erhält auch, wenn die Scheibe immer in derselben Weise auf das Gefäss gesetzt wird, dieselbe Neigung. Von der grössten Bedeutung ist jedoch der Einfluss der Temperatur, da mit steigender Temperatur die Blasenentwicklung sehr beschleunigt wird. Es sind deshalb auch die Versuche VIII. und VII. unmittelbar hinter einander gemacht worden.

Es ist mir nicht bekannt, dass schon ein Versuch gemacht worden, durch den der Einfluss des Gases auf die Geschwindigkeit der Verdampfung constatirt worden wäre. Ich habe nur in Marbach's physikalischem Lexicon, Artikel Verdunstung und Verdampfung, eine diesbezügliche Bemerkung gefunden. Es heisst dort:

„Die Natur der Luftarten äussert übrigens keinen Einfluss auf die Verdunstung der Flüssigkeiten, sobald nur die Umstände, also der Druck, die Temperatur u. s. w. gleich sind. Mag die Verdunstung in einer Atmosphäre von Sauerstoff, Wasserstoff, Stickstoff, Kohlensäure oder an der Luft selbst vor sich gehen, die Menge der entweichenden Dämpfe bleibt sich bei den einzelnen Flüssigkeiten, sobald sich die Bedingungen, unter denen die Verdunstung stattfindet, nicht ändern, gleich. Das ist schon

in früherer Zeit durch Volta, Saussure, Dalton, de Luc und Clément und Desormes nachgewiesen.“

Nach diesem stünde also das von mir gefundene Resultat im Widerspruche mit vielen älteren Versuchen. Es ist jedoch dies nicht der Fall. Durch alle diese Versuche ist nur nachgewiesen worden, dass das Maximum der Spannkraft eines Dampfes nur von der Temperatur abhängig ist, nicht aber von der Natur des Gases, welches noch neben dem Dampfe in demselben Raume sich befindet, und ist dieser Thatsache ein unrichtiger Ausdruck gegeben worden.

Obwohl mein Versuch keinen Zweifel über den Einfluss der Natur des Gases auf die Verdampfungsgeschwindigkeit übrig lässt, schien es mir doch noch wünschenswerth, das gefundene Resultat noch durch einen Versuch der Art, wie es die in der ersten Abtheilung beschriebenen sind, sicher zu stellen.

Die Aufgabe, eine Flüssigkeit aus einer offenen Röhre, unter derselben Bedingung wie in freier Luft, aber in einem beliebigen Gase verdampfen zu lassen, löste ich auf folgende einfache Weise. Das Glasröhrchen, welches die zu verdampfende Flüssigkeit enthält, wird in den vertical gestellten Schenkel einer T-förmigen Glasröhre gebracht und dann dieser Schenkel unten durch einen Kork verschlossen. Durch das horizontale Querstück der Röhre wird ein continuirlicher Strom jenes Gases geleitet, in welchem die Verdampfung stattfinden soll. Es ist klar, dass auf diese Weise die Luft aus dem Apparate verdrängt werden kann, so dass dann die Verdampfung in einer Atmosphäre des eingeführten Gases stattfindet. Zugleich wird der aus der Röhre austretende Dampf vom Gasstrome mitgenommen und kann die Spannung desselben am offenen Ende der Verdampfungsröhre $= 0$ gesetzt werden.

In dieser Weise wurde der folgende

IX. Versuch

ausgeführt. Wasserstoff wurde aus dem Entwicklungsapparat durch ein mit Chlorcalcium gefülltes Rohr und dann durch die T-förmige Röhre geleitet. In diese war eine Röhre mit Äther eingeführt. Der verticale Schenkel der T-Röhre war in ein mit Wasser

gefülltes Gefäss eingetaucht, und neben demselben ein Thermometer. Dies zeigte $19^{\circ} 2$, der Barometerstand war 744 Mm.

Das Niveau sank von

29 Mm.	auf 31 Mm.	in	8' 45"
34	36	10	10
39	41	11	30

Die mittleren Tiefen, aus denen dieselben Mengen Äther in den angegebenen Zeiten verdampften, verhalten sich zu einander wie 6 : 7 : 8. Bildet man die Quotienten

$$\begin{aligned} 8' 45'' : 6 &= 1' 28'' \\ 10 \quad 10 : 7 &= 1 \quad 27 \\ 11 \quad 30 : 8 &= 1 \quad 26 \end{aligned}$$

so sieht man, dass auch für diesen Versuch das Gesetz der umgekehrten Proportionalität der Verdampfungsgeschwindigkeit und der Niveautiefe gilt.

Für die Temperatur von $19^{\circ} 2$ ist die Spannung des Ätherdampfes 419 Mm. Man erhält als Diffusionscoefficienten für Ätherdampf-Wasserstoff aus den obigen Daten

$$0.3036, 0.3048, 0.3078$$

Das Mittel dieser Zahlen 0.3054 ist 3.7mal grösser, als die oben für den Diffusionscoefficienten Ätherdampf Luft gefundene Zahl 0.0827.

Nach diesem Versuche ist also die Verdampfungsgeschwindigkeit des Äthers im Wasserstoff unter sonst gleichen Umständen 3.7mal grösser als in Luft. Der frühere Versuch gab dieselbe 4mal grösser. Wenn auch diese Zahlen nicht genau übereinstimmen, und zur genaueren Ermittlung der in Frage stehenden Verhältnisszahl die Versuche mehrfach wiederholt werden müssen, so ist doch die Thatsache des bedeutenden Einflusses der Natur des Gases auf die Geschwindigkeit der Verdampfung unzweifelhaft constatirt.

Versuche über die Verdampfung in geschlossenen Röhren lassen sich noch in einer andern Form ausführen, so dass sie auch zu directen numerischen Bestimmungen verwendet werden können.

Taucht man eine mit einem Hahne versehene Röhre mit offenem Hahne in Äther, so wird die Flüssigkeit auch im Innern der Röhre sich erheben, die darin enthaltene Luft verdrängend. Schliesst man darauf den Hahn, so beginnt das Niveau der Flüssigkeit innerhalb der Röhre zu sinken, entsprechend der Zunahme des Druckes, welche durch den aus der Flüssigkeit sich entwickelnden Dampf verursacht wird. Es lassen sich nun wieder die Zeiten beobachten, in welchen das Niveau um eine bestimmte Grösse tiefer sinkt. Auch diese Bewegung des Niveaus der Flüssigkeit befolgt ein sehr einfaches Gesetz.

X. Versuch.

Temperatur des Äthers 18° .

Barometerstand 747 Mm.

Die Röhre wurde eingetaucht um $11^h\ 38'$.

Das Niveau der Flüssigkeit war gesunken bis zum Theilstriche

1	um $11^h\ 38'$	$38'$	$38'$
1.5		39	16
2		40	6
2.5		41	10
3		42	22
3.5		43	50
4		45	31
4.5		47	23
5		49	28
5.5		51	47
6		54	25
6.5		57	15
7	12	0	18
7.5		3	34
8		7	5
8.5		10	40
9		14	25
9.5		18	20
10		22	34
10.5		26	58
11		31	43
11.5		36	42

Die ganzen Zahlen in der ersten Reihe bedeuten Centimeter. Der Anfangspunkt der Scala ist ein willkürlicher, insofern er in keiner bestimmten Beziehung zum Niveau der Flüssigkeit oder zum Ende der Röhre steht. Sein Abstand vom letzteren betrug 185 Mm., die ganze Länge der Röhre bis zum Hahn 440 Mm.

Die folgende Tabelle enthält in der ersten Reihe alle beobachteten Zeiten von 11^h 38' an gerechnet, in Secunden ausgedrückt, in der zweiten Reihe die Quadratwurzeln aus diesen Zeiten und endlich in der dritten Reihe die Differenzen dieser Quadratwurzeln.

38	6.17	
76	8.72	2.55
126	11.22	2.50
190	13.78	2.56
262	16.19	2.41
350	18.71	2.52
451	21.23	2.52
563	23.73	2.50
688	26.23	2.50
827	28.75	2.52
985	31.38	2.63
1155	33.98	2.60
1338	36.58	2.60
1534	39.17	2.59
1754	41.77	2.60
1960	44.27	2.50
2185	46.74	2.47
2420	49.19	2.45
2674	51.71	2.52
2938	54.20	2.49
3223	56.77	2.57
3522	59.35	2.58

Aus der letzten Reihe der Differenzen ersieht man, dass selbe eine constante Zahl darstellen, da die unregelmässigen Abweichungen derselben von einander nur als Folgen von Beobachtungsfehlern gedeutet werden können.

Bezeichnet man die Tiefe, bis zu welcher das Niveau in der Zeit t , diese vom Momente des Eintauchens der Röhre an ge-

zählt, gesunken ist, mit h , so kann diese durch eine Formel von der Gestalt

$$h = a\sqrt{t} + b$$

dargestellt werden, worin a und b zwei Constante bedeuten, und zwar stellt b den Werth von h für $t = 0$ dar. Zählt man h von diesem Niveaustande, der übrigens in Wirklichkeit nicht beobachtet werden kann, so wird

$$h = a\sqrt{t}$$

und man kann das in obiger Tabelle enthaltene Gesetz so aussprechen:

Die Tiefen, bis zu denen das innere Niveau in bestimmten Zeiten sinkt, verhalten sich wie die Quadratwurzeln aus diesen Zeiten.

Dieses Gesetz stimmt mit dem oben für die Blasenentwicklung gefundenen überein. Sinkt nämlich das Niveau um h in der Zeit t , so sinkt es nach der für h aufgeschriebenen Formel um $2h$ in der Zeit $4t$ u. s. w. Die aufeinanderfolgenden Zeiten, in welchen das Niveau immer um dieselbe Grösse weiter sinkt, verhalten sich daher, wie die ungeraden Zahlen.

Die innerhalb einer gewissen Zeit eingetretene Senkung des Niveaus bildet zugleich das Mass für die in derselben Zeit entwickelte Dampfmenge.

Es sei zur Zeit $t = 0$, l die Länge des von der Luft erfüllten Theils der Röhre, so ist zur Zeit t , wenn das Niveau um h gesunken ist

$$\frac{l}{l+h} p$$

der Druck der eingeschlossenen Luft, unter p ihren ursprünglichen dem äusseren gleichen Druck verstanden. Der Gesamtdruck des gebildeten Dampfes sei p' , so besteht die Gleichung

$$\frac{l}{l+h} p + p' = p$$

worin auf der zweiten Seite der Druck der Flüssigkeitssäule, welche der Differenz des inneren und äusseren Niveau's entspricht, gegen p vernachlässigt ist.

Drückt man den Dampf, der die absolute Temperatur T haben mag, durch sein Normalvolumen V_1 , das ihm beim Drucke p_0 und der Temperatur T_0 zukäme, aus, so ist

$$\frac{(t+h)p'}{T} = \frac{V_1 p_0}{T_0}$$

Führt man p' aus dieser Gleichung in die vorhergehende, so erhält man

$$V_1 = \frac{p T_0}{p_0 T} h$$

Das vorhin für die Niveautiefen aufgestellte Gesetz kann also auch so ausgesprochen werden:

Die in gegebenen Zeiten entwickelten Dampfmengen verhalten sich, wie die Quadratwurzeln aus diesen Zeiten.
